УДК 537.312.62

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ ЯДЕРНОЙ СПИН-РЕШЕТОЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ОКСИДАХ

А.И.Войтенко, А.М.Габович

Рассчитаны температурные зависимости сверхпроводящего параметра порядка Δ и отношения скоростей ядерной спин-решеточной релаксации в сверхпроводящем и нормальном состояниях металла с учетом неупругого рассеяния электронов на тепловых возбуждениях. Вычисления Δ и амплитуды рассеяния проводились самосогласованно. Показано, что по мере увеличения рассеяния исчезает когерентный пик Гебеля–Сликтера вблизи критической температуры.

Как известно [1], в сверхпроводниках в окрестности критической температуры T_c зависимость скорости R_s спин-решеточной релаксации ядерных спинов от температуры T имеет широкий максимум, связанный с сингулярностью плотности электронных состояний вблизи границы щели. В сверхпроводящих оксидах с высокой температурой T_c такой когерентный максимум, как правило, отсутствует [2] (хотя и не всегда [3]). Было предложено немало объяснений этому факту. В частности, в [4,5] причиной подавления пика в $R_s(T)$ считается заполнение сверхпроводящей щели за счет взаимодействия электронов (дырок) с тепловыми фононами. Можно в принципе согласиться с тем, что неупругое рассеяние носителей тока является причиной такого поведения $R_s(T)$. Однако необходимо принять во внимание, что температурная зависимость сопротивления ВТСП оксидов в нормальном состоянии не описывается на основе традиционных представлений об электрон-фононном взаимодействии (закон Блоха–Грюнайзена) [6]. Поэтому желательно проводить рассмотрение феноменологически, не конкретизируя вид Бозе-возбуждений, рассеивающих электроны. Кроме того, из согласующихся с экспериментом расчетов [7] известно, что распаривающее действие парамагнитных примесей в сверхпроводниках приводит к исчезновению пика в зависимости $R_s(T)$, хотя провал в плотности состояний в такой модели сохраняется вплоть до примесных концентраций, при которых сверхпроводимость становится бесщелевой [8]. В настоящей работе задача поставлена таким образом, чтобы обеспечить максимальную общность подхода и прояснить роль заполнения состояний внутри щели.

Исходная система уравнений для сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(T)$ имеет вид (ср.с [8])

$$2x_0 \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\delta}{\nu} \left(1 - \frac{x_n}{u_n} \right) - \frac{1}{x_n + \nu/\delta} \right] - \psi \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\nu}{\pi t} \right) \right] + \psi \left(\frac{1}{2} \right) = \ln t, \quad (1)$$

$$x_n = u_n \left(1 - \frac{\nu}{\delta\sqrt{1+u_n^2}} \right), \qquad u_n = \tilde{\omega}_n/\tilde{\delta}_n, \quad (2)$$

$$\tilde{\omega}_n = \omega_n + \nu\tilde{\omega}_n/2\sqrt{\tilde{\omega}_n^2 + \tilde{\delta}_n^2}, \qquad \tilde{\delta}_n = \delta - \nu\tilde{\delta}_n/2\sqrt{\tilde{\omega}_n^2 + \tilde{\delta}_n^2}, \quad (3)$$

$$\omega_n = (2n+1)\pi t. \quad (4)$$

Здесь $t = T/T_{c0}$, $\delta(t) = \Delta(T)/T_{c0}$, $\psi(y)$ — логарифмическая производная Г-функции, $\nu = 1/\tau T_{c0}$ — параметр распаривания, T_{c0} — критическая температура при $\nu = 0$, τ — время неупругой релаксации, $k_B = \hbar = 1$. Величина $\nu(t)$ выбирается в виде

$$\nu(t) = At^{\beta} f[t, \delta(t)]. \quad (5)$$

В данной формуле A и β — феноменологические константы. Исходя из экспериментальных данных, можно считать $1 \leqslant \beta \leqslant 3$, $0.1 \leqslant A \leqslant 10$. Функцию $f(t,\delta)$ в подобных задачах всегда полагали равной единице. Однако следует помнить, что процессы рассеяния в сверхпроводниках всегда включают в себя рекомбинационное слагаемое с

$$f(t,\delta) = \exp[-\delta(t)/t]. \quad (6)$$

Ограничимся ниже двумя предельными случаями: 1) $\nu = At^{\beta}$ и 2) функция f определяется формулой (6), а $\nu(t)$ содержит единственное слагаемое вида (5).

Влияние распаривающего фактора на безразмерное отношение $\rho = R_s/R_n$ скоростей продольной спин-решеточной релаксации в сверхпроводящем R_s и нормальном R_n состояниях определяется выражением [8]

$$\rho(t) = \int_0^{\infty} \frac{dx}{2t} \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{x}{2t} \right) \left[\left(\operatorname{Im} \frac{u(x)}{\sqrt{1-u^2(x)}} \right)^2 + \left(\operatorname{Im} \frac{1}{\sqrt{1-u^2(x)}} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где $u(x)$ — аналитическое продолжение функции u_n из (2) на область действительных частот.

На рис. 1 приведены зависимости $\rho(t)$ для $f(t,\delta) = 1$, $\beta = 3$ и $A = 0.2, 1, 3, 5$ (кривые *1-4*). Как видно, достаточно сильное неупругое рассеяние на тепловых фононах (или спиновых возбуждениях) приводит к исчезновению когерентного пика ниже T_c. При этом даже для больших A на кривой $\rho(t)$ остаются изломы как рудименты этого пика.

Учтем теперь необходимость самосогласования функций $\Delta(T)$ и $\nu(T)$. Если ввести его с помощью формулы (6), то зависимость $\Delta(T)$

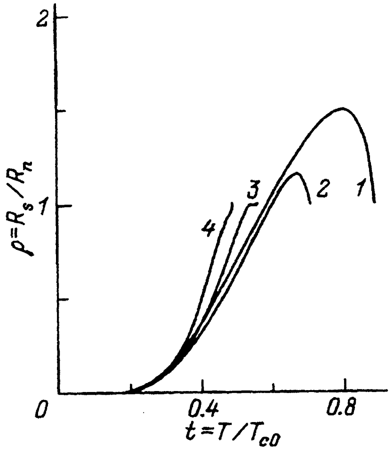

Рис. 1. Зависимости от приведенной температуры $t = T/T_{c0}$ отношения ρ скоростей ядерной магнитной релаксации в сверхпроводящем R_s и нормальном R_n состояниях при наличии распаривающего фактора $\nu(t) = At^3$ с $A = 0.2, 1, 3, 5$ (кривые *1*-*4*).

T_{c0} — критическая температура при $\nu = 0$.

радикально меняется по сравнению с универсальной кривой в теории БКШ. Так, на рис. 2,*a* показаны зависимости $\delta(t)$ в наиболее типичном для ВТСП оксидов случае с $\beta = 1$. При этом $A = 0.1$, 0.5, 2, 5 (кривые *1*-*4*). Расчеты проводились лишь в щелевой области, т.е. для $\nu(t) \leqslant \delta(t)$, поэтому штриховые части кривых $\delta(t)$ оборваны в соответствующих точках. Точки ветвления зависимости $\delta(t)$ соединены с осью температур вертикальными отрезками (см. ниже).

По аналогии с задачей о воздействии на сверхпроводящий образец внешнего электромагнитного излучения [9] можно считать, что свободная энергия для ветви с меньшими Δ выше таковой не только для ветви с большими Δ, но и для свободной энергии нормального состояния. Тем самым самосогласование приводит к появлению неустойчивых участков температурных зависимостей параметра порядка Δ (штриховые линии), и тогда реализуются лишь верхние ветви (сплош-

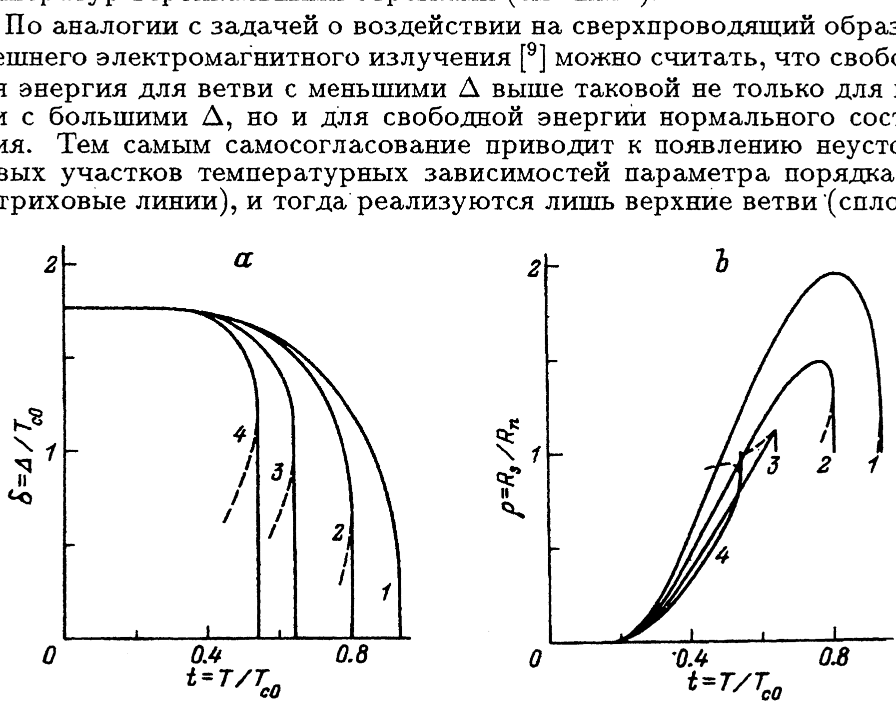

Рис. 2. Зависимости от t отношения $\delta = \Delta/T_{c0}$ (*a*) и ρ (*b*) для $\nu = At\exp(-\delta/t)$ и $A = 0.1$, 0.5, 2, 5 (кривые *1*-*4*).

Δ — сверхпроводящий параметр порядка. Штриховые кривые описывают неустойчивые ветви.

ные кривые). В точках ветвления параметр порядка обращаетс. в нуль скачком, т.е. фазовый переход II рода в сверхпроводящее состояние становится фазовым переходом I рода, который описывается упомянутыми выше вертикальными отрезками. Зависимости $\Delta(T)$, близкие к прямоугольным, неоднократно наблюдались в туннельных и оптических экспериментах для ВТСП керамик. Анализ этих данных будет проведен в другой публикации. Отметим, что в обычных сверхпроводниках с малыми T_c и слабым неупругим рассеянием фазовый переход весьма близок ко второму и практически от него не отличается, как это видно на примере кривой *1* (рис. 2,*а*).

На рис. 2,*в* показаны зависимости $\rho(t)$ для тех же значений параметроз системы, что и на рис. 2,*а*. Видно, неупругое рассеяние может привести к исчезновению традиционного максимума и резкому падению ρ вблизи T_c. Такое поведение действительно наблюдается в экспериментах на оксидах.

Подчеркнем, что, поскольку наше рассмотрение проводилось в рамках модели типа БКШ, исчезновение когерентного пика в наших расчетах отнюдь не связано с заполнением щели вследствие затухания квазичастиц или появления нормальных возбуждений. Оно обусловлено изменением характера температурной зависимости $\Delta(t)$ из-за неупругого теплового рассеяния компонентов куперовских пар.

В заключение выражаем благодарность Ю.В.Федотову за полезное обсуждение вопроса.

Список литературы

[1] McLaughlin D.E. // Sol. State Phys. 1976. V. 31. P. 2–69.
[2] Barrett S.E., Martindale J.A., Durand D.J., Pennington C.H., Slichter C.P., Friedmann T.A., Rice J.P., Ginsberg D.M. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. N 1. P. 108–111.
[3] Lippmaa E., Joon E., Heinmaa I., Miller A., Midel V., Stern R., Vija S. // Physica C. 1989. V. 162–164. P. 263–264.
[4] Dolgov O.V., Maksimov E.G., Mazin I.I., Savrasov D.Yu. // Physica C. 1989. V. 162–164. P. 1529–1530.
[5] Allen Ph.B., Rainer D. // Nature. 1991. V. 349. N 6310. P. 396–398.
[6] Allen Ph. B. // Comments cond. Mat. Phys. 1992. V. 15. N 5. P. 327–353.
[7] Shukla R.C., Nagi A.D.S. // J. Phys. F. 1976. V. 6 N 10. P. 1765–1780.
[8] Maki K. // Superconductivity /Ed. R.D. Parks. Dekker. New York, 1969. V. 2. P. 1036–1105.
[9] Owen C.S., Scalapino D.J. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. N 24. P. 1559–1561.

Институт физики АН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
4 ноября 1993 г.